Circular Couette 流の有効粘性率

広島大・理　八　幡　英　雄

二つの同軸円筒（半径をそれぞれ R_1, R_2, $R_1 < R_2$）の間に流体を入れ，円筒をそれぞれ角速度 Ω_1, Ω_2 で回転すると，流体は粘性によってひきずられて azimuthal 方向に一様な流れを形成するが，角速度を次第に増加してゆくと，Ω_1, Ω_2, R_1, R_2, 粘性率 ν がある条件をみたすとき，axial－radial 面内に vortex 流が生じる。この現象は 1923年に G. I. Taylor によって発表され，以来多くの実験的理論的研究が著積されてきた。[1]

この問題は Bénard 問題の自由－自由境界の場合のように，線型安定問題の解を簡単な函数形で表わすことができないので，筆者の研究会における発表では，そのような場合に級数展開の形で逐次的に近似解を求める一つの方法を示した。その要点は，閾値より上の非線型安定問題を考えるのに，(i) 速度ベクトル及圧力を閾値からのずれを示す小パラメタ ε で展開して，ε に関して各次数でつりあいの方程式を立てるが，その場合 Malkus－Veronis[2] に倣って，外部パラメタ Ω_1 の閾値 $\Omega_1^{(0)}$ からの差をも ε で展開し（$\Omega_1 = \Omega_1^{(0)} + \varepsilon\Omega_1^{(1)} + \varepsilon^2\Omega_1^{(2)} + \cdots\cdots\cdots$），各係数 $\Omega_1^{(1)}$, $\Omega_1^{(2)}$, ……を，ε の各次数で得られた一連の方程式系の解の存在条件からきめる；(ii) 解を級数展開するとき，その基底として Galerkin の方法に倣って，境界条件をみたすものをえらぶ。この問題では，二つの境界 $R = R_1$, R_2 で，函数 u 及その導函数 $\frac{du}{dr}$ も同時に 0 になる計 4 個の同次境界条件をみたす函数を用いる必要を生じたが，その函数を展開する直交系として Chandrasekhar－Reid 函数[3] を用いた。以上により，(i) Taylor vortex 流を生じる Ω_1 の閾値 $\Omega_1^{(0)}$；(ii) $\Omega_2 = 0$ として R_2 で測定した torque の $\Omega_1 > \Omega_1^{(0)}$ での Taylor vortex 流による増分[4]；(iii) ε^3 でのつりあいの式に multiple－space－time 展開を用いることにより，$\Omega_1 > \Omega_1^{(0)}$ での vortex 流の速度振幅に対して成立つ TDGL 型方程式[5] などをみちびくことができる。

参考文献

1) S. Chandrasekhar : Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford (1961), p. 272 ff.

2) W. Malkus and G. Veronis : J. Fluid Mech. **4** (1958), 225.
A. Schlüter, D. Lortz and F. Busse : J. Fluid Mech. **23** (1965), 129.

3) 1), p. 634 ff.

4) R. J. Donnelly and N. J. Simon : J. Fluid Mech. **7** (1960), 401.
A. Davey : J. Fluid Mech. **14** (1962), 336.
K. Kirchgässner and P. Sorger : Quart. J. Mech. Appl. Math. **22** (1969), 183.

5) A. C. Newell and J. A. Whitehead : J. Fluid Mech. **38** (1969), 279.
R. C. DiPrima, W. Eckhaus and L. A. Segel : J. Fluid Mech. **49** (1971), 705.
R. Graham : Phys. Rev. Lett. **31** (1973), 1479.

Envelope Solutions for Random Phase Plasmons

広大・理・物性　三　間　圀　興

プラズマ波の乱流は，プラズマ波のイオン音波による誘導散乱により，イオン音波を成長させ，その結果，イオン音波の乱流を伴うことが多い。プラズマ波乱流とイオン音波乱流の相互作用の様子は，それぞれの乱れの振幅によって決る nonlinear frequency shift と周波数スペクトルの巾との大小関係によって異なる。波と粒子の相互作用を無視出来る場合，すなわち，波の代表的な位相速度が粒子の熱速度より十分大きいか，十分小さい場合，最低次の非線形効果は，Ponderomotive Force ($=\nabla P_r$, $P_r=\frac{\varepsilon}{2}$, εは波のエネルギー，P_rは radiation pressure) によりプラズマ密度が変化し，その結果生じるプラズマ振動数の変化である。すなわち，nonlinear frequency shift Ωは $\frac{\delta n_e}{n_0}\,\omega_{pe}$, $\delta n_e = n_0\{\exp(\frac{-\varepsilon}{2n_0 T_e})-1\}$ で与えられる。今，電子プラズマ波のスペクトルの巾を$\triangle\omega_e$, $\triangle k$とし，イオン音波のスペクトルの巾を$\triangle\omega_i$，$\triangle q$とする。